

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

© 2021 г. В. И. Алексеев^а, В. А. Басков^{а,*}, В. А. Дронов^а, А. И. Львов^а,
А. В. Кольцов^а, Ю. Ф. Кречетов^б, В. В. Полянский^а, С. С. Сидорин^а

^а Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^б Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.

После доработки 11.07.2020 г.

Принята к публикации 29.07.2020 г.

Представлены результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра, предназначенного для регистрации заряженных частиц в эксперименте по поиску “тяжелого электрона” на тормозном пучке фотонов ускорителя “Пахра” ФИАН. При энергии электронов $E = 40$ МэВ относительное энергетическое и координатное разрешения спектрометра составили $\delta = 22\%$ и $\sigma_x = 9.5$ мм соответственно. Обнаружено, что ширину электромагнитных ливней в поперечном направлении при энергии электронов $E < 100$ МэВ можно описать зависимостью $\Delta \sim \ln E$, при $E > 100$ МэВ – зависимостью $\Delta \sim 1/\exp E$.

DOI: 10.31857/S003281622101002X

ВВЕДЕНИЕ

Возможность существования ранее не наблюдавшихся относительно легких долгоживущих заряженных частиц ℓ^\pm с массой, лежащей между массой электрона и мюона, неоднократно обсуждалась теоретически и проверялась экспериментально. Все результаты поисков оказались отрицательными. Поэтому неожиданным оказалось появление сведений о наблюдении подобных легких частиц с массами около 9 МэВ на стереофотографиях, сделанных в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ. Камера облучалась протонами с энергией 10 ГэВ, а энергия и импульс частиц определялись по динамике изменения кривизны трека

в магнитном поле. Эти частицы были названы аномальными лептонами, хотя спин частиц в эксперименте не определялся [1].

С целью нового поиска аномальных лептонов на тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя “Пахра” ФИАН создана экспериментальная установка (рис. 1). Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется времяпролетная методика. Сигнал *Start* задается системой триггерных сцинтилляционных счетчиков S_1-S_3 , находящихся за мишенью T , сигнал *Stop* формируется сигналом счетчика S_4 , находящегося перед сцинтилляционным спектрометром CC , предназначенным для регистрации вылетевших из мишени продуктов взаимодей-

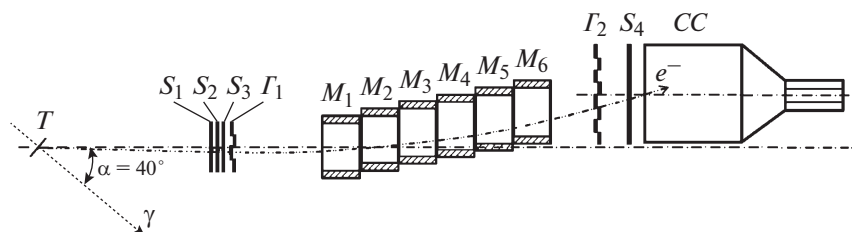


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по поиску “тяжелого лептона” на ускорителе ФИАН “Пахра”. T – медная мишень, S_1-S_4 – сцинтилляционные счетчики, G_1 и G_2 – сцинтилляционные годоскопы, M_1-M_6 – секции постоянных магнитов, CC – сцинтилляционный спектрометр.

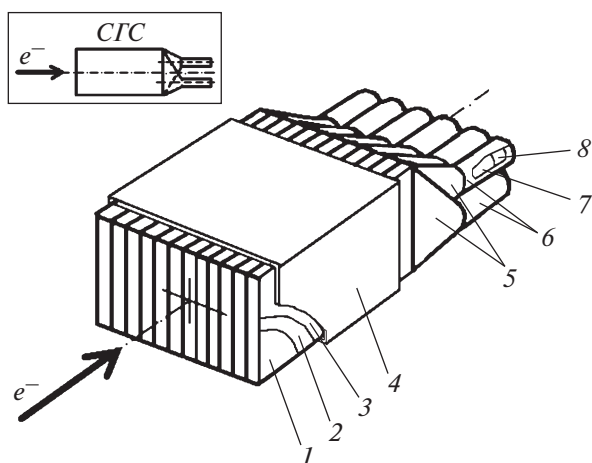


Рис. 2. Схема сцинтиляционного годоскопического спектрометра СГС. 1 — сцинтиляционная пластина; 2 — металлизированный майлар; 3 — черная бумага; 4 — металлический корпус; 5 — светосборники; 6 — корпус ФЭУ-85 (7) с делителем напряжения (8); на вставке — сцинтиляционный годоскопический спектрометр СГС.

ствия тормозных фотонов с мишенью и имеющим размер $200 \times 200 \times 200$ мм.

Максимальная энергия электронов, которых способен регистрировать СС, около $E \approx 40$ МэВ ($E \approx (\Delta E/\Delta x)L$, где $\Delta E/\Delta x$ — средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе; L — толщина сцинтиляционного детектора [2, 3]). Импульс частицы, выходящей из мишени, определяется по углу отклонения частицы в системе постоянных магнитов M_1-M_6 , расположенных на ее траектории. Траектория частицы задается точкой выхода частицы из мишени, которая для определенности является центром мишени, и сработавшими каналами годоскопов G_1 и G_2 , содержащих соответственно 4 и 8 каналов. Размеры каналов обоих годоскопов одинаковы и составляют $50 \times 20 \times 5$ мм. G_1 расположен за триггерными счетчиками S_1-S_3 , а G_2 перед счетчиком S_4 .

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Для повышения точности определения импульса регистрируемой частицы, задаваемого углом отклонения частицы в магнитном поле системы магнитов, было решено G_2 перенести непосредственно к магнитам, убрать из установки S_4 и вместо СС поместить годоскопический спектрометр, который одновременно должен определять энергию частицы и ее координату. Для этой цели был создан сцинтиляционный годоскопический спектрометр СГС (рис. 2).

СГС представляет собой сборку из 12 независимых каналов — сцинтиляционных пластин 1

на основе полистирола размером $500 \times 250 \times 20$ мм. Каждая пластина с торца через “воздушный” светосборник 5 просматривается одним фотоэлектронным умножителем (ф.э.у.) 7 (ФЭУ-85). Высота каждого светосборника от торцевой плоскости сцинтиляционной пластины до фото катода ф.э.у. составляет 15 см. Так как ширина пластины равна 20 мм, а диаметр колбы ФЭУ-85 — 30 мм, то для компактности ось симметрии ф.э.у. сдвинута относительно оси симметрии сцинтиляционной пластины в вертикальной плоскости на 40 мм (вставка на рис. 2). В рабочем положении светосборники и ф.э.у. с нечетными номерами по порядку расположены по вертикали выше относительно оси симметрии пластины, а светосборники и ф.э.у. с четными номерами расположены ниже.

Все грани пластины, кроме той, на которой находится светосборник с ф.э.у., обернуты металлизированным майларом 2 и черной бумагой 3. Для усиления конструкции сборка помещена в металлический корпус 4, но торцевая часть сборки, куда должны поступать частицы, и задняя часть сборки, на которой расположены светосборники с ф.э.у., корпусом не закрыты.

КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГОДОСКОПИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

Калибровка СГС была выполнена на квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра” [4, 5]. Блок-схема калибровочного канала представлена на рис. 3. Сигналы с триггерных счетчиков C_1 и C_2 размером $10 \times 10 \times 5$ мм через блоки формирователей Φ_1 и Φ_2 и задержек Z_1 и Z_2 подавались на входы схемы совпадений СС. На вход “анти” СС через блоки формирователя Φ_3 и задержки Z_3 подавался сигнал со счетчика антисовпадений А размером $90 \times 60 \times 10$ мм с диаметром отверстия 10 мм.

Сигнал со схемы совпадений СС являлся триггерным сигналом Start для запуска двух блоков восьмивходовых зарядоцифровых преобразователей (ЗЦП), на входы “Анализ” которых через блоки задержек Z_4-Z_{15} подавались сигналы от 12 каналов СГС. Сигнал Start являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы САМАС проводилась “запись” сигналов с СГС в память компьютера. Перед счетчиком антисовпадений А находился свинцовый коллиматор с диаметром отверстия 3 мм, который задавал апертуру электронного пучка. Интенсивность электронного пучка составляла $\sim 15 e^-/с$.

Калибровка СГС проходила в два этапа. На первом этапе на пучке вторичных электронов проводилось последовательное выравнивание амплитуд всех каналов СГС таким образом, чтобы амплитудный спектр каждого канала был расположен в рабочей области ЗЦП. Длина каждой пластины СГС

составляет 50 см, поэтому средняя энергия, оставленная электронами в сцинтилляторе, составляет $\langle E \rangle \approx 2[\text{МэВ/см}] \cdot 50[\text{см}] \approx 100 \text{ МэВ}$. Так как при энергии электронов выше 100 МэВ энерговыделение в *СГС* не увеличивается [3], то максимальное энерговыделение в канале *СГС* также должно составлять не более $\langle E \rangle = \langle E_{\text{max}} \rangle \approx 100 \text{ МэВ}$. Поэтому первый этап калибровки был осуществлен при энергии электронного пучка $E = 80 \text{ МэВ}$.

В результате средняя амплитуда каждого канала составила ~ 260 каналов *ЗЦП* при максимальной величине рабочей области 512 каналов. Изменение средней амплитуды канала *СГС* проводилось изменением напряжения на делителе напряжения ф.э.у. данного канала. Изменения положений каналов относительно пучка электронов в горизонтальной плоскости осуществлялись дистанционно перемещением платформы, на которой находился *СГС*, с точностью $\sim 1 \text{ мм}$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ *СГС*

На втором этапе была осуществлена энергетическая калибровка *СГС*. Спектрометр был помещен на пучок электронов таким образом, чтобы электроны входили по центру 7-го канала под углом 0° относительно траектории пучка и осью симметрии пластины канала.

Энергетическая калибровка *СГС* выполнялась при энергиях электронов $E = 40, 60, 80, 100, 120, 150$ и 200 МэВ . Амплитуда *СГС*, зарегистрировавшего i -электрон, определялась суммой амплитуд всех каналов $A_i = \sum_{m=1}^{12} A_{mi}$, где A_{mi} – амплитуда в m -канале *СГС*; $m = 1, \dots, 12$ – номер канала.

Энергия электрона определялась как $E_i = kA_i$, где k – коэффициент пропорциональности; A_i – амплитуда *СГС*, зарегистрировавшего i -электрон. Коэффициент k определялся из калибровки *СГС* на пучке электронов с энергией $E = 60 \text{ МэВ}$ с последующей проверкой и коррекцией значения k на пучке электронов с энергией $E = 40 \text{ МэВ}$ ($k = E / \sum_{m=1}^{12} \langle A_m \rangle$), где E – энергия калибровочного пучка электронов, $\langle A_m \rangle$ – средняя амплитуда спектра канала m ($m = 1, \dots, 12$), определенная по калибровочному набору данных).

Зависимости средней амплитуды *СГС* и относительного амплитудного разрешения от энергии электронов представлены на рис. 4. Зависимость на рис. 4а качественно повторяет зависимость изменения амплитуды сцинтиляционного спектрометра толщиной 20 см от энергии пучка вторичных электронов, представленную в [3]. Видно, что энерговыделение в *СГС* от энергии электронов растет вплоть до величины 100 МэВ, а начиная с энергии электронов 100 МэВ и до последней исследованной энергии 200 МэВ зависимость явля-

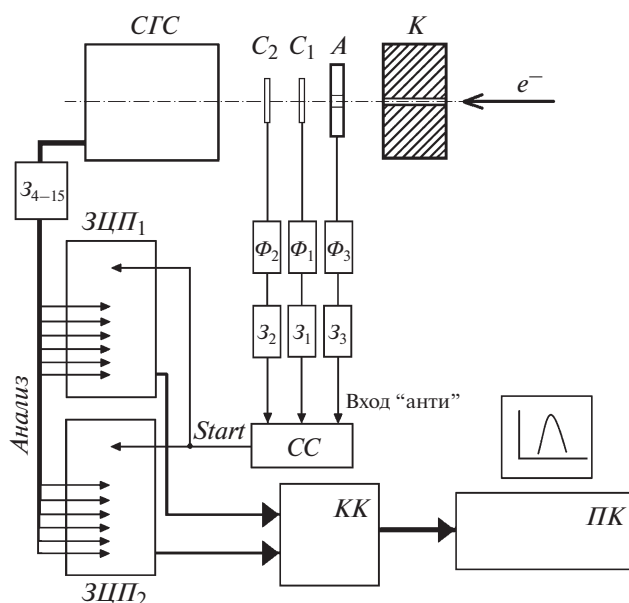


Рис. 3. Блок-схема калибровочного канала квазимонохроматических вторичных электронов ускорителя ФИАН "Пахра". Φ_1 – Φ_3 – блоки формирователей, Z_1 – Z_{15} – блоки задержек, СС – схема совпадений, ЗЦП₁ и ЗЦП₂ – 8-входовые зарядоцифровые преобразователи; Start – триггерный сигнал, Анализ – амплитудные сигналы с каналов *СГС*, КК – крейт-контроллер системы САМАС, ПК – персональный компьютер.

ется константой. Это означает, что вплоть до энергии электронов 100 МэВ энерговыделение от электронов полностью "укладывается" в объеме *СГС*, определяемом длиной спектрометра вдоль траектории пучка. Из рис. 4а видно также, что зависимость средней амплитуды *СГС* от энергии электронов до величины $\sim 70 \text{ МэВ}$ линейна, от $\sim 70 \text{ МэВ}$ до $\sim 100 \text{ МэВ}$ она имеет нелинейный, переходный характер и при энергии выше $\sim 100 \text{ МэВ}$ определяется постоянной величиной.

Относительное амплитудное разрешение *СГС*, которое является также и относительным энергетическим разрешением, определялось как $\delta = ((\Delta A / \langle A \rangle) / 2.35) \cdot 100\%$, где ΔA – полная ширина амплитудного спектра на половине его высоты, $\langle A \rangle$ – средняя амплитуда амплитудного спектра *СГС*, $2.35 = 2 \cdot (\ln 2) \cdot \sqrt{2}$. Из рис. 4б видно, что зависимость амплитудного разрешения *СГС* от энергии электронов сложная. Если экстраполировать экспериментальные ошибки в область низких энергий электронов (рис. 4а), то можно видеть (рис. 4б), что δ значительно улучшается при повышении энергии электронов от 5 МэВ ($\delta \sim 40$ – 50%) вплоть до энергии $\sim 40 \text{ МэВ}$, при которой *СГС* имеет наилучшее разрешение $\delta \approx 22\%$. При дальнейшем повышении энергии электронов δ ухудшается и начиная с энергии электронов 100 МэВ зависимость

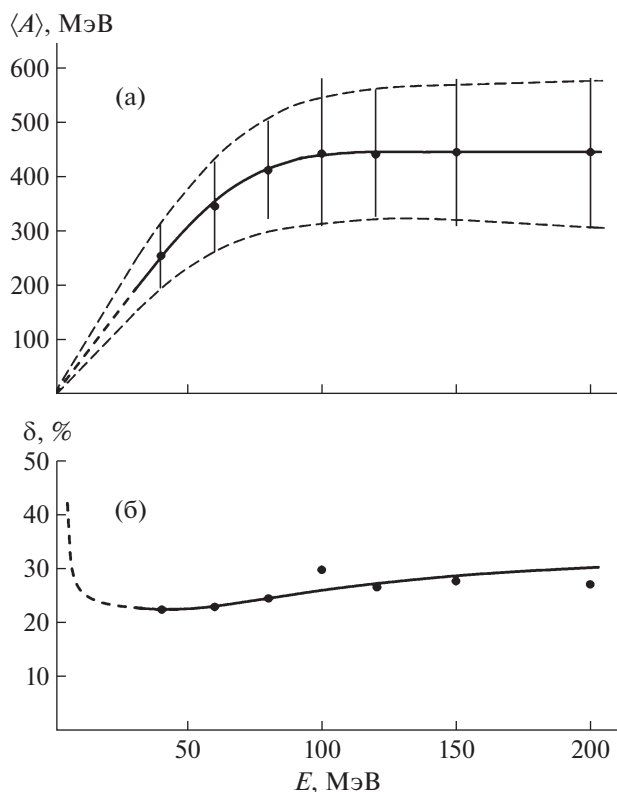


Рис. 4. Зависимости характеристик СГС от энергии электронов: а – средняя амплитуда СГС; б – относительное энергетическое разрешение СГС.

становится практически линейной, достигая при энергии электронов 200 МэВ значения $\delta \approx 31\%$.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

На рис. 5 представлены профили электромагнитных ливней, развивающихся в СГС в поперечном направлении, при энергиях электронного пучка $E = 40, 100$ и 200 МэВ. Видно, что с повышением энергии электронов энерговыделение во всех каналах СГС увеличивается, но начиная с $E > 100$ МэВ энерговыделение в периферийных каналах падает.

На рис. 6 представлена зависимость изменения поперечной ширины электромагнитного ливня, развивающегося в СГС, от энергии электронов. При энергиях электронов до $E \approx 100$ МэВ ширину ливня можно описать оценочным выражением $\Delta \approx \alpha \ln \beta \cdot E$, где Δ – ширина электромагнитного ливня в каналах СГС; E , МэВ – энергия электрона; $\alpha = 2.183$; $\beta = 1.544 \text{ МэВ}^{-1}$ [2]. При энергиях $E > 100$ МэВ ширина ливня становится меньше, и зависимость можно описать оценочным выражением $\Delta \approx \alpha \exp(-\beta E)$ при $\alpha = 12.1$ и $\beta = -9.531 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$. Можно предположить, что

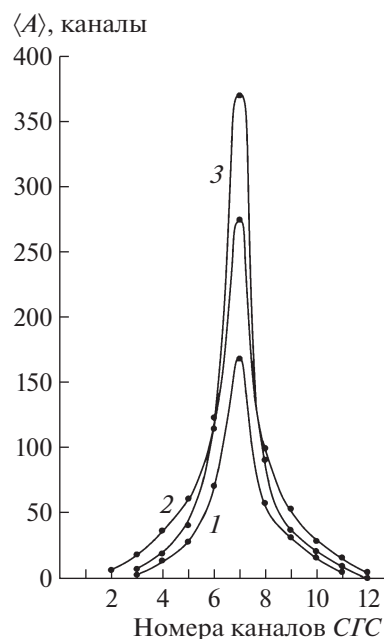


Рис. 5. Продольные профили развития электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в СГС, в зависимости от энергии: 1 – $E = 40$ МэВ, 2 – $E = 100$ МэВ, 3 – $E = 200$ МэВ.

уменьшение ширины электромагнитных ливней с повышением энергии электронов связано с повышением средней энергии вторичных заряженных частиц ливня (e^-e^+ -пар) и, соответственно, уменьшением среднего угла многократного рассеяния [6].

КООРДИНАТНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СГС

Для определения координаты входа электронов в СГС использовался метод “центра тяжести”

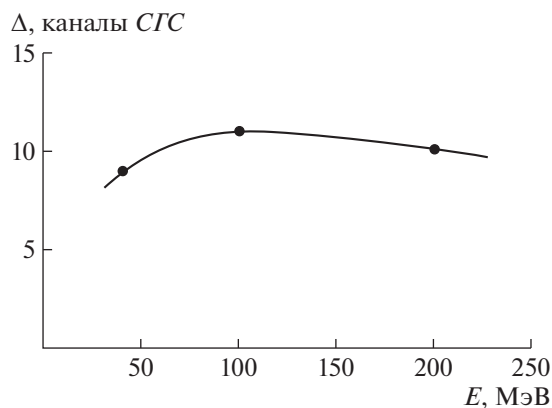


Рис. 6. Зависимость ширины электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в СГС, от энергии электронов (Δ – ширина электромагнитного ливня в каналах СГС).

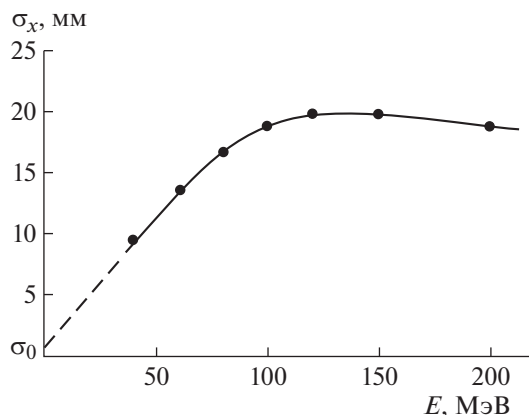


Рис. 7. Зависимость координатного разрешения СГС от энергии электронов.

[6]. Координата i -электрона определялась с помощью выражения $x_i = d \cdot \left(\frac{\sum_{m=1}^{12} mA_{mi}}{\sum_{m=1}^{12} A_{mi}} \right)$, где d – ширина канала СГС; A_{mi} – амплитуда сигнала в канале m СГС; m – номер канала ($m = 1, \dots, 12$). Координата, определенная данным методом, имеет смещение x_0 . Измерения показали, что величина смещения не зависит от энергии в области исследованных энергий от 40 до 200 МэВ и составляет $x_0 = 52.5$ мм. На рис. 7 представлена зависимость координатного разрешения СГС σ_x от энергии электронов с учетом вычета ширины электронного пучка, определяемой диаметром коллиматора перед триггерными счетчиками C_1 и C_2 , равным 3 мм (рис. 3).

Из рис. 7 видно, что характер зависимости σ_x от энергии электронов с небольшим численным сдвигом по энергии аналогичен характеру зависимости относительного энергетического разрешения δ . Зависимость σ_x от энергии электронов до ~ 80 МэВ линейна, от ~ 80 до ~ 120 МэВ она имеет нелинейный характер. При энергии электронов выше ~ 120 МэВ наблюдается линейный спад.

На рис. 8 представлена зависимость изменения ширины электромагнитного ливня от γ -кванта, развивающегося в ксеноне, от энергии [7]. Видно, что характер зависимости рис. 7 качественно соответствует характеру зависимости рис. 8. Таким образом, при исследованных энергиях электронов и постоянной ширине канала СГС зависимость σ_x определяется зависимостью изменения ширины электромагнитного ливня от энергии.

При энергиях электронов $E < \sim 80$ МэВ зависимость σ_x от энергии линейная и ее можно описать выражением $\sigma_x = \sigma_x(E) = \sigma_0 + aE$ при $\sigma_0 = 0.5$ мм, $a = 0.225$ мм/МэВ. Начиная с энергий $E > \sim 120$ МэВ ширина ливня начинает меньше зависеть от энергии (рис. 8) и, соответственно, меньше оказывать влияние на σ_x , которая в этом диапазоне энергий

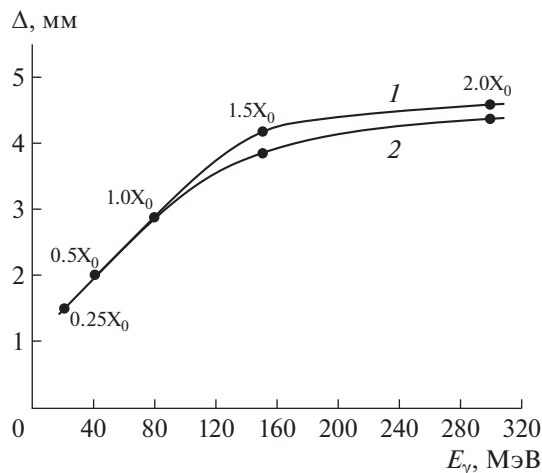


Рис. 8. Зависимость ширины электромагнитного ливня от γ -квантов, развивающегося в ксеноне, от энергии: 1 – ширина ливня в максимуме развития (цифры у точек представляют глубину ливня t , на которой находится максимум); 2 – ширина ливня на глубине развития ливня $t \approx 1.3X_0$.

подчиняется зависимости $\sigma_x(E) \sim E^{-1/2}$ [6, 8]. Зависимость начинает работать при толщинах спектрометра в продольном направлении $t_{\text{spectr}} > 2X_0$ (X_0 – радиационная длина), поскольку начиная с энергии ~ 120 МэВ на данную толщину приходятся максимум развития ливня и, соответственно, максимальная ширина ливня в поперечном направлении (кривая 1 на рис. 8).

Толщина СГС составляет $1.25X_0$, и при энергии электронов больше ~ 120 МэВ максимум развития ливня выходит за пределы СГС. В этом случае ширина ливня определяется точкой развития ливня до максимума и она несколько меньше ширины ливня в максимуме. Поэтому σ_x также несколько уменьшается, подчиняясь линейному закону (кривая 2 на рис. 8). Диапазон энергий $\sim 80 < E < \sim 120$ МэВ является промежуточной областью изменения σ_x .

Численно σ_x меняется от $\sigma_x = 9.5$ мм при $E = 40$ МэВ до $\sigma_x \approx 20$ мм при $E = 120$ МэВ. При $E = 200$ МэВ координатное разрешение СГС составляет $\sigma_x \approx 19$ мм.

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СГС ОТ УГЛА ВХОДА ЭЛЕКТРОНОВ В СПЕКТРОМЕТР

На пучке электронов с энергией $E = 80$ МэВ исследованы характеристики СГС от угла входа Θ электронов в спектрометр относительно их траектории в горизонтальной плоскости. На рис. 9 представлены зависимости изменения средней амплитуды, относительного амплитудного и координатного разрешений, а также координаты электрона, определяемой СГС, от угла входа электрона.

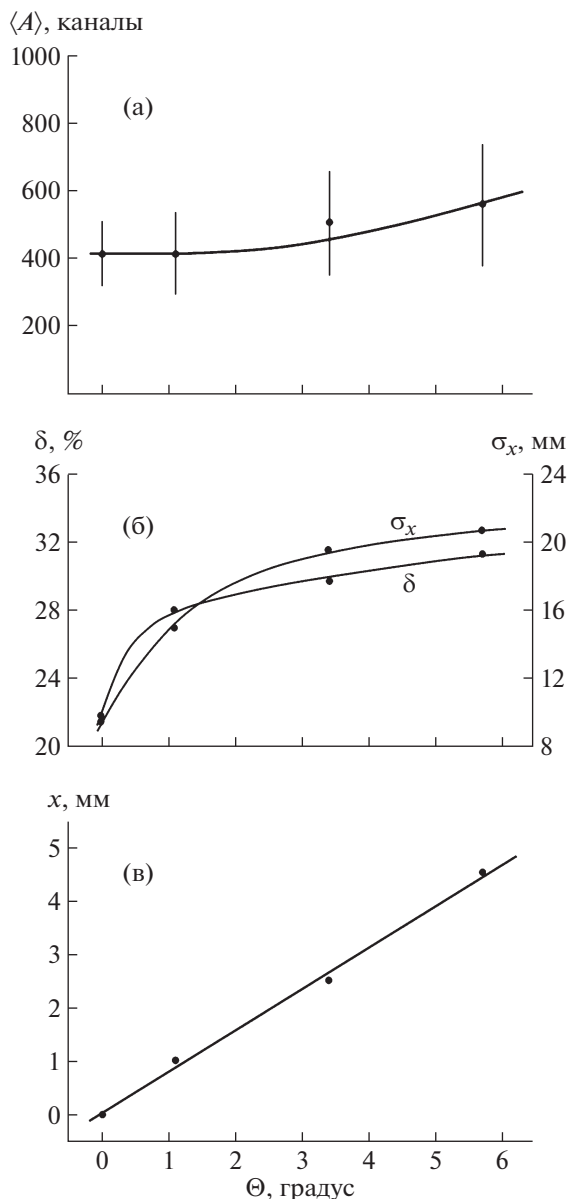


Рис. 9. Зависимость энергетических и координатных характеристик СГС от угла входа электронов в СГС при энергии электронов $E = 80$ МэВ: **а** – средняя амплитуда СГС; **б** – относительное энергетическое δ и координатное σ_x разрешения СГС; **в** – координата входа электронов в СГС.

тронов в спектрометр. Из рис. 9а видно, что средняя амплитуда сигналов СГС практически постоянна в пределах углов $0^\circ - 1.5^\circ$ и начинает увеличиваться с угла $\sim 2^\circ$. При максимальном исследованном угле $\Theta = 5.7^\circ$ прирост амплитуды относительно значения амплитуды при угле 0° достигает $\sim 22\%$. Рис. 9б показывает, что относительное амплитудное (δ) и координатное (σ_x) разрешения также увеличиваются с увеличением угла входа электронов в СГС. Увеличение значений δ и σ_x начиная с углов око-

ло $1.5^\circ - 2^\circ$ составляет $>30\%$. Из рис. 9в видно, что существует линейная зависимость смещения координаты, определяемой СГС, от угла входа электронов в спектрометр. Смещение можно скорректировать зависимостью $x = a + b \cdot \Theta$ при $a = 0.03$ мм и $b = 0.771$ мм/градус.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” с энергий от 40 до 200 МэВ показали, что в области энергий электронов $E < 100$ МэВ, при которых проводится поисковый эксперимент, зависимость средней амплитуды от энергии электронов до ~ 70 МэВ имеет линейный характер. Относительное амплитудное разрешение и, соответственно, энергетическое разрешение СГС минимально при энергии электронов $E = 40$ МэВ и при повышении энергии электронов до ~ 100 МэВ меняется слабо, находясь на уровне $\delta = 22 - 25\%$. Координатное разрешение СГС линейно меняется от $\sigma_x = 9.5$ мм при $E = 40$ МэВ до $\sigma_x = 17$ мм при $E = 80$ МэВ.

Определено, что при энергии электронов $E < 100$ МэВ поперечная ширина ливня Δ подчиняется зависимости $\Delta \sim \ln E$. Обнаружено, что средняя амплитуда СГС, амплитудное и координатное разрешения, а также координата, определяемая СГС, зависят от угла входа электронов в СГС. Для определения точной координаты входа электронов в СГС можно применять простую корректирующую функцию вида $x = a + b \cdot \Theta$. Для определения зависимости смещения координат от угла входа электронов в СГС от энергии электронов будут проведены дополнительные исследования.

СГС способен регистрировать заряженные частицы с энергией в диапазоне до ~ 80 МэВ, что в 2 раза больше по сравнению с диапазоном регистрации используемого в настоящее время сцинтилляционного спектрометра, и с точностью, на $\approx 20\%$ лучшей по сравнению со спектрометром такого же типа, используемым в [3]. СГС способен определять координату входа частицы в спектрометр с точностью не хуже сцинтилляционного годоскопа, расположенного в настоящее время перед СС. Сцинтилляционный годоскопический спектрометр может быть использован в эксперименте по поиску аномальных лептонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Krechetov Yu.F., Lvov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S. // EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XXIV). 2019. V. 204. 08009. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009>

2. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 10.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050079>
4. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. // Краткие сообщения по физике. 2020. № 7. С. 18.
<https://doi.org/10.3103/S1068335620070027>
5. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 5.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
6. Белоусов А.С., Ваздик Я.А., Зверев В.Г., Малиновский Е.И., Малиновский И.Е., Теркулов А.Р. Препринт ФИАН № 23. М., 1995.
7. Огрзевальский З., Стругальский З.С. Препринт ОИ-ЯИ Р1-4562. Дубна, 1969.
8. Бинон Ф., Буянов В.М., Гуанэр М., Донсков С.В., Дютейль П., Дюфурно Г., Инякин А.В., Какауридзе Д.Б., Качанов В.А., Кулик А.В., Ланье Ж.П., Леднев А.А., Михайлов Ю.В., Мишот Д., Мути Т. и др. Препринт ИФВЭ 85-62. Серпухов, 1985.